

パルサーの自転周期異常現象

伊藤 直紀*

1. 序

パルサーが発見されてから15年が経過した。この間、中性子星が現実存在することが確認されたことをはじめとして、数多くの華々しい収穫があった。パルサーの研究はその最も華麗な時期を終えたかも知れないが、まだまだ興味深い課題がいくつも残されている。

パルサーに関する最近の大きな話題は、何と云ってもバッカーたちによる自転周期 1.558 ms のパルサーの発見 (Nature 300, 615 (1982)) であろう。しかしこれ以外にも、パルサーの観測の進展に伴って着々と成果をあげている分野がある。それはパルサーの自転周期異常現象の観測である。

パルサーの自転周期異常現象は1969年に Vela パルサーにおいて最初に発見されて以来、今日までに Vela パルサーでは5回を数え、その他の比較的長周期のパルサーにおいても次々と発見されるようになってきた。とくにバッカス、テイラー、ダマシエクが自転周期 $P=0.6825$ s のパルサー PSR 2224+65 において $|dP|/P$ が Vela パルサーと同程度の値 1.71×10^{-6} の大きな自転周期異常現象を見つけて以来 (Ap. J. 255, L63 (1982)), 自転周期異常現象はパルサーに普遍的な現象であると考えざるを得なくなってきた。

この稿では、このパルサーの自転周期異常現象をパルサーの内部構造と結びつける理論について御紹介したい。またこの理論を適用することによって、将来のパルサー自転周期異常現象についての予言が可能になった。これはこの理論の試金石となるであろう。

2. Vela パルサーの自転周期異常現象

それではパルサーの自転周期異常現象とはどのようなものであるか。最も典型的な Vela パルサーの自転周期異常現象を図1によって見ていただこう。パルサーの自転エネルギーが輻射のエネルギー等に変換されるために、自転周期がほぼ一定の割合でのびていることが分かる。しかし周期の伸びをくわしく見ると、2年半から4年に一度ずつ周期が急激に短くなる現象があることに気づく。この現象のことをパルサーのグリッチと呼んでいる。Vela パルサーにおいてこれまでに観測された5回のグリッチのうち、はじめの4回が図1に示されている。Vela の最初の4回のグリッチと PSR 2224+65 の

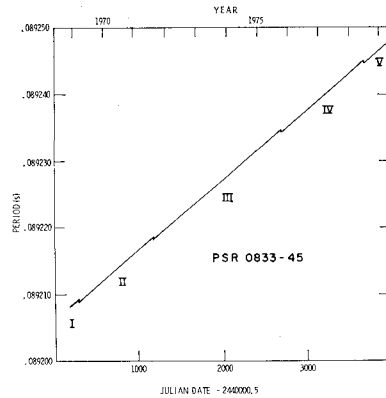


図1 Vela パルサーの自転周期異常現象

表1 Vela パルサーおよび PSR 2224+65 におけるグリッチ

| グリッチ | 自転角速度の $\Delta\Omega \times 10^4$ (s^{-1}) | $\frac{\Delta\Omega}{\Omega} \times 10^6$ | グリッチ 間隔(日) | グリッチ 間での自 転角速度 の変化 $\delta\Omega \times 10^2$ (s^{-1}) | $\frac{\Delta\Omega}{ \delta\Omega } \times 10^2$ |
|-----------------|--|---|---------------|---|---|
| Vela 1 | 1.64 | 2.34 | ... | ... | ... |
| 2 | 1.38 | 1.96 | 912 | -0.77 | 1.79 |
| 3 | 1.42 | 2.01 | 1492 | -1.26 | 1.13 |
| 4 | 2.15 | 3.05 | 1009 | -0.85 | 2.53 |
| PSR 2224 +65 | 0.16 | 1.71 | ... | ... | ... |

グリッチのデータを表1に掲げておこう。

単独星のパルサーにおいて、自転角速度が突然百万分の一以上も変化するのは、パルサーの内部において何らかの大きな変化が起こったためと考えざるを得ない。この稿では、アンダソンと伊藤 (Nature 256, 25 (1975)) が最初に提唱した「硬い超流体モデル」の考え方に沿ってグリッチを理解することをこころみよう。

3. 内殻の中性子超流体

「硬い超流体のモデル」によってパルサーのグリッチを理解するには、どうしても中性子星の構造に立ち入らざるを得ない。図2によって中性子星の構造を見ていただこう。

中性子星の外側の領域は外殻と呼ばれ、裸の原子核が結晶格子を組んでおり、その間を相対論的に縮退した電子液体が満している。その内側には内殻と呼ばれる領域があり、原子核と電子が存在することは外殻と同じであるが、それに加えて中性子超流体が存在する。この中性

* 上智大理工学部 Naoki Itoh: Pulsar Glitches

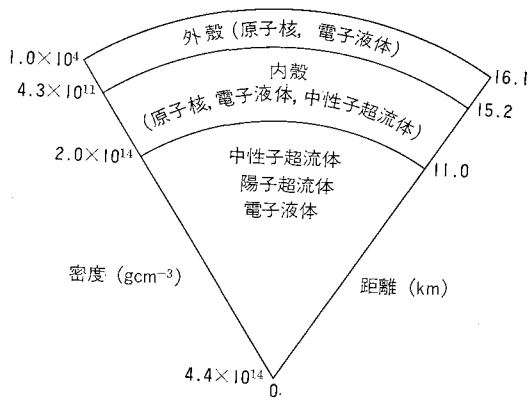


図2 1.33M_☉の中性星の断面図

子超流体がパルサーのグリッチをひきおこす役割をになっている。内殻の内側には量子液体領域があり、中性子超流体、陽子超流体、および電子液体が存在する。

内殻の様子を図3によってくわしく見ることにしよう。横軸は 10^{-18} cm を単位にして測った距離、縦軸は 10^{39} cm⁻³ を単位にして測った粒子数密度である。上の曲線は中性子液体の密度分布、下の曲線は陽子液体の密度分布をあらわしている。密度分布の曲線は、全核子数密度の6個の場合について示されている。下のものほど大きな全核子数密度、つまり中性子星の中心に近い部分に対応する。全核子数密度が小さい時には原子核のかたまりの中間の領域に存在する中性子液体の密度は小さいが、全核子数密度が増加するに従って中性子液体の「海」の水位が高くなるが一見して分っていただけるであろう。原子核のかたまりにおける中性子液体の密度はほぼ一定に保たれることに注目しよう。

ところで内殻の中性子液体の「海」の領域の密度では中性子液体は超流体になっていると考えられる。これは

中性子液体のこの密度領域で中性子同志に引力の核力が大きく作用するからである。

パルサーは自転しているの、ちょうど中性子超流体がパルサーという容器に入れられて回転していると考えることができる。このような場合中性子超流体の中には渦糸が貫いている。渦糸の面密度はパルサーの自転角速度に比例する。

パルサーは徐々に減速しているの、渦糸の面密度もそれに呼応して減少しようとする。ところが先に述べたようにパルサーの内殻には原子核のかたまりが存在し、そこでは中性子液体の密度が高くなっている。その密度では中性子液体の超流動エネルギー・ギャップはひじょうに小さくなっている。このような状況下では、中性子超流体中の渦糸が原子核のかたまりの位置に来ることによって系のエネルギーを下げるることができる。つまり渦糸は原子核のかたまりにピン止めされる。このように渦糸がピン止めされる超流体のことを、磁束がピン止めされる超電導体の場合にならって、「硬い超流体」と呼ぶ、

4. 硬い超流体とパルサーのグリッチ

パルサーのグリッチを硬い超流体のふるまいによって理解する考え方においては、あるグリッチが起った直後には渦糸は原子核のかたまりにピン止めされていると考える。したがって渦糸の面密度は一定に保たれ、中性子超流体の回転角速度も一定の値をとる。ところでパルサーの自転角速度は徐々に減少してくるので、パルサーのクラストをつくっている原子核の結晶格子と中性子超流体の間の相対速度が徐々に増加する。この相対速度により、渦糸にはマグスス力が働く。マグスス力は渦糸を内殻の外側の方向に押しやろうとする。力の大きさは相対速度に比例する。

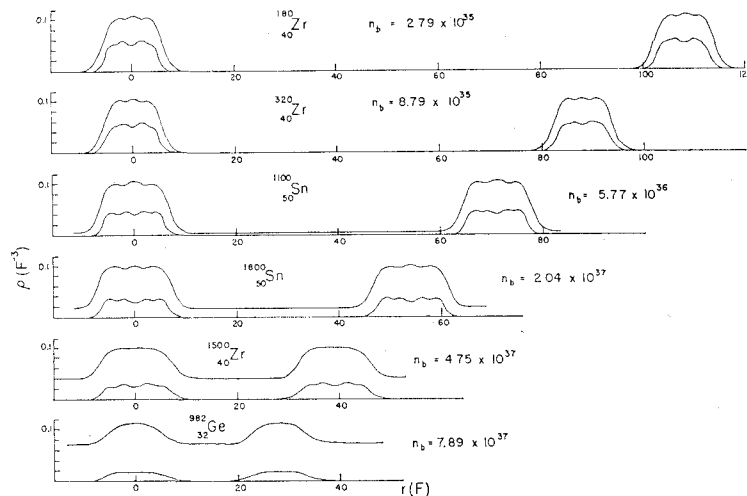


図3 中性子星内殻における中性子液体および陽子液体の密度分布

マグナス力は渦糸を原子核のかたまりから離そうとし、ピン止め力は渦糸を原子核のかたまりにひきつけておこうとする。この両者の力の争いによって渦糸の運命は決まる。グリッチが起ってから時間が十分長く経過して、クラスト結晶格子と中性子超流体の間の相対速度が十分大きくなると、つまりそれに比例するマグナス力が十分大きくなると、ピン止め力の力及ばず、過剰分の渦糸は原子核のかたまりから離れて内殻の外側に向かって動き出し、ついには内殻と外殻の境界面で消え去る。こうして中性子超流体が過剰分の角運動量をクラスト結晶格子に与える。これがパルサーのグリッチである。

もちろん、渦糸が散発的に動いたくらいでは、とてもパルサー全体にかかわるグリッチをひきおこすことはできない。何らかの集団運動が起る必要がある。渦糸の集団運動を定量的に求めるのはたいへん困難な問題で、現在でもまだ完全には解決されてはいないが、この硬い超流体による機構が、パルサーのグリッチを説明するモデルの中で最も有力であると考えられている。

パルサーのグリッチに関する硬い超流体モデルの最大の利点は、グリッチの際の自転角速度のとび $\Delta\Omega$ と、前回のグリッチ以後の期間にパルサーの自転角速度が減少した分 $\delta\Omega$ との比が、中性子超流体の慣性能率 I_s とパルサー全体の慣性能率 $I_s + I_n$ との比で表わされることである。つまり、

$$\frac{\Delta\Omega}{|\delta\Omega|} = \frac{I_s}{I_s + I_n}$$

となる。この比が観測から決められるためには、そのパルサーにおいてグリッチが2度以上観測される必要がある。Vela パルサーについてのこの値は、表1より0.0113 から0.0253 の範囲にあることが分る。中性子超流体の慣性能率比がこの程度の値をとることは、中性子星の構造の理論の予言するところである。グリッチ毎にこの値が少し変動している事実は、各グリッチにおいて関与する中性子超流体の割合が異なるためであるとして理解される。

5. パルサーのグリッチの統計

今、話を具体的に進めるために、すべてのパルサーについて

$$\frac{I_s}{I_s + I_n} = \frac{\Delta\Omega}{|\delta\Omega|} = 0.01$$

が成立つものとしよう。そうすると PSR 2224+65 については $\Delta\Omega = 1.57 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ であることが観測より分っているので、 $|\delta\Omega| = 1.57 \times 10^{-8} \text{ s}^{-1}$ となる。このパルサーの減速率は $\dot{\Omega} = -1.31 \times 10^{-13} \text{ s}^{-2}$ であることが観測より知られているので、PSR 2224+65 のグリッチ間隔は

$$\frac{|\delta\Omega|}{|\dot{\Omega}|} = 1.20 \times 10^{10} \text{ s} = 3.8 \times 10^2 \text{ yr}$$

と計算される。つまり380年に一度の割合でグリッチが起っている勘定になる。

ところで、現在までにパルサー周期の精密観測のデータは、ほぼ600パルサー・年蓄積されている。1パルサー・年のデータ量とは、1個のパルサーについて1年分の観測データがあることを意味する。もちろんパルサーにはいろいろの周期のものがあるので、1パルサー・年というデータ量は厳密な意味をもつものとは言えない。しかし PSR 2224+65 は0.6825秒というひじょうに平均的な周期をもつパルサーであることを考慮すると、380年に1回起るグリッチが、600パルサー・年のデータの集積によって観測にかかったことは、理論の予言と観測とが矛盾しない証拠と言っているであろう。

6. グリッチの予言

このように PSR 2224+65 のグリッチの観測が硬い超流体のモデルの予言と満足すべき一致を見せたので、次にこのモデルによって他のパルサーのグリッチを予言しよう。

まずパルサーの周期と周期の変化率の分布を示す図4を見ていただく。グリッチ間隔の短いパルサーは P/\dot{P} の小さいパルサー、つまり図4の左上方に位置するパル

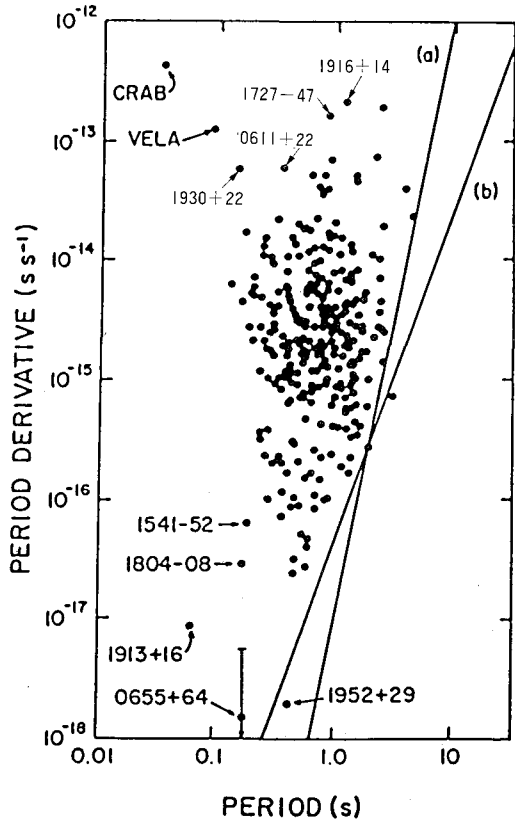


図4 パルサーの周期と周期の変化率の分布

サーであることを以下に示そう。

グリッチ間隔 t_g は次の式で与えられる。

$$t_g = \frac{|\delta\Omega|}{|\dot{\Omega}|} = 1.0 \times 10^2 \frac{\Delta\Omega}{\Omega} \frac{P}{\dot{P}}$$

さらに議論を具体的にするために、 $\Delta\Omega/\Omega = 2.0 \times 10^{-6}$ のマグニチュードのグリッチを考えることにすると、このような大グリッチの起る間隔は

$$t_g = 2.0 \times 10^{-4} \frac{P}{\dot{P}}$$

で与えられる。

Crab, Vela に次いで P/\dot{P} の小さな4個のバルサーについて $\Delta\Omega/\Omega = 2.0 \times 10^{-6}$ の大グリッチの起る間隔を予言した結果が表2に示されている。15年ないし35年に1度の割合でグリッチが起る勘定になる。そう遠くない将来にこれらのバルサーでグリッチが観測される可能性が高いことがお分かりいただけたことと思う。

7. 結 び

1980年に西ドイツのボンにおいて開かれたバルサー

表2 $\Delta\Omega/\Omega = 2.0 \times 10^{-6}$ の大グリッチの起る間隔に関する予言

| バルサー | 周 期 P (s) | 周期変化率 \dot{P} (10^{-16} ss $^{-1}$) | $\frac{P}{\dot{P}}$ (yr) | グリッチ間隔 (yr) |
|---------|----------------|--|--------------------------|----------------|
| 1930+22 | 0.1444 | 63 | 7.3×10^4 | 15 |
| 1727-47 | 0.8296 | 180 | 14.6×10^4 | 29 |
| 0611+22 | 0.3349 | 60 | 17.7×10^4 | 35 |
| 1916+14 | 1.180 | 211 | 17.7×10^4 | 35 |

に関する IAU シンポジウムの講演の中で、バルサーの権威の一人ルーダーマンは、バルサーには幼年期、少年期、青年期、壮年期、老年期があると話した。バルサー自体のみならず、バルサーの研究に関しても、このようないろいろの段階があると考えられる。筆者の見解では、バルサーの研究は波瀾万丈の青年期を過ぎて壮年期にさしかかった頃にたとえられると思う。人間で言えば30歳になった頃であろうか。着実なデータの蓄積によって、実り多き収穫がもたらされる時期である。バルサーの研究の今後の確実な歩みを読者諸氏とともに大いに期待したい。

雑 報

研究会「恒星系力学と銀河構造の諸問題」

1983年4月11-13日の三日間、英国マンチェスター大学において上記の研究会が開かれた。主催者は同大学の R. James で、英国のほかオランダ、フランス、スイス、デンマーク、アメリカからの参加者を含めて30名ほどの規模だった。このような国際研究会がどの程度頻繁に開かれているのかよく知らないが、地理的に孤立した日本と違ってやり易いことは確かだろう。参加者のほとんどが大学の Dalton Hall (Oxford, Cambridge に次いで古いという) という宿舎に泊まったので、夜の交歓も盛んだった(ただしカラオケはない)。三日間で25講演(うち総報告8つ)。内容を理解する上ではゆとりがあり成功だった。

集録はつくらないことになったので、筆者の印象に残ったものをいくつか紹介させていただく。幕あけは D. Lynden-Bell で球状星団の重力崩壊の相似解についてであった。これは稲垣さん(京大)との共同の仕事である。J. Sellwood は、渦状銀河のN体シミュレーションの現状をまとめた。シミュレーションを線型理論と比べるとは初期状態にノイズを入れてはならないことを強調した。シミュレーションで生じるパターンへのフーリエスペクトル解析は、理論予想と比べるべき実験事実として今後重要視されると思う。T. de Zeeuw は三軸不等楕円体構造をもつ恒星系の厳密解について報告した。形状が回転する場合については未だに解は見つかっていないが、回転しない場合といえども厳密な表現が得られたことは注目に価する。M. Schwarzschild の線型プログラム法に

よる三次元モデル構成法と補いあって、三次元恒星系の研究が進むものと期待している。ガス系については、T. Johns の擬似粒子系での流体力学シミュレーション P. Foster の face-on 銀河の HI 速度場の観測から垂直方向の振動を直接求めようとする試み、M. Iye のガス円盤の短波長振動、などの発表があった。とりは、A. Toomre の銀河間相互作用のレビューだった。彼はマンチェスター大学出身ということもあってわざわざ米国から招かれた。いつものように機知に富んだ話ぶりで聞き手を引きつけた。最後に F. Kahn がまとめをしておひらきとなった。(家 正則・ケンブリッジ大学)

お 知 ら せ

日本学術会議第13期会員選挙選挙日程

学術会議第90回総会(6月20日)において学術会議会員選挙の日程について下記のような変更が決定されましたので、関係者は御留意下さい。

第13期日本学術会議会員の選挙日程を1月半から1月繰り下げた。

(従来の日程) (新日程)

- 有権者名簿縦覧 7月1日~7月10日 → 8月17日~8月26日
- 立候補受付 7月11日~7月25日 → 8月27日~9月10日
- 候補者公示 8月20日 → 10月1日
- 投票用紙発送 10月15日~10月25日 → 11月11日~11月21日
- 選挙期日 11月25日 → 12月19日
(投票締切)